This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at http://books.google.com/

Over dit boek

Dit is een digitale kopie van een boek dat al generaties lang op bibliotheekplanken heeft gestaan, maar nu zorgvuldig is gescand door Google. Dat doen we omdat we alle boeken ter wereld online beschikbaar willen maken.

Dit boek is zo oud dat het auteursrecht erop is verlopen, zodat het boek nu deel uitmaakt van het publieke domein. Een boek dat tot het publieke domein behoort, is een boek dat nooit onder het auteursrecht is gevallen, of waarvan de wettelijke auteursrechttermijn is verlopen. Het kan per land verschillen of een boek tot het publieke domein behoort. Boeken in het publieke domein zijn een stem uit het verleden. Ze vormen een bron van geschiedenis, cultuur en kennis die anders moeilijk te verkrijgen zou zijn.

Aantekeningen, opmerkingen en andere kanttekeningen die in het origineel stonden, worden weergegeven in dit bestand, als herinnering aan de lange reis die het boek heeft gemaakt van uitgever naar bibliotheek, en uiteindelijk naar u.

Richtlijnen voor gebruik

Google werkt samen met bibliotheken om materiaal uit het publieke domein te digitaliseren, zodat het voor iedereen beschikbaar wordt. Boeken uit het publieke domein behoren toe aan het publiek; wij bewaren ze alleen. Dit is echter een kostbaar proces. Om deze dienst te kunnen blijven leveren, hebben we maatregelen genomen om misbruik door commerciële partijen te voorkomen, zoals het plaatsen van technische beperkingen op automatisch zoeken.

Verder vragen we u het volgende:

+ *Gebruik de bestanden alleen voor niet-commerciële doeleinden* We hebben Zoeken naar boeken met Google ontworpen voor gebruik door individuen. We vragen u deze bestanden alleen te gebruiken voor persoonlijke en niet-commerciële doeleinden.
+ *Voer geen geautomatiseerde zoekopdrachten uit* Stuur geen geautomatiseerde zoekopdrachten naar het systeem van Google. Als u onderzoek doet naar computervertalingen, optische tekenherkenning of andere wetenschapsgebieden waarbij u toegang nodig heeft tot grote hoeveelheden tekst, kunt u contact met ons opnemen. We raden u aan hiervoor materiaal uit het publieke domein te gebruiken, en kunnen u misschien hiermee van dienst zijn.
+ *Laat de eigendomsverklaring staan* Het "watermerk" van Google dat u onder aan elk bestand ziet, dient om mensen informatie over het project te geven, en ze te helpen extra materiaal te vinden met Zoeken naar boeken met Google. Verwijder dit watermerk niet.
+ *Houd u aan de wet* Wat u ook doet, houd er rekening mee dat u er zelf verantwoordelijk voor bent dat alles wat u doet legaal is. U kunt er niet van uitgaan dat wanneer een werk beschikbaar lijkt te zijn voor het publieke domein in de Verenigde Staten, het ook publiek domein is voor gebruikers in andere landen. Of er nog auteursrecht op een boek rust, verschilt per land. We kunnen u niet vertellen wat u in uw geval met een bepaald boek mag doen. Neem niet zomaar aan dat u een boek overal ter wereld op allerlei manieren kunt gebruiken, wanneer het eenmaal in Zoeken naar boeken met Google staat. De wettelijke aansprakelijkheid voor auteursrechten is behoorlijk streng.

Informatie over Zoeken naar boeken met Google

Het doel van Google is om alle informatie wereldwijd toegankelijk en bruikbaar te maken. Zoeken naar boeken met Google helpt lezers boeken uit allerlei landen te ontdekken, en helpt auteurs en uitgevers om een nieuw leespubliek te bereiken. U kunt de volledige tekst van dit boek doorzoeken op het web via `http://books.google.com`

KF15974
NEDL TRANSFER
HN 5IGT M

METINGEN

OVER

HET VERSCHIJNSEL VAN KERR

BIJ POLAIRE TERUGKAATSING OP IJZER, KOBALT EN NIKKEL,

in 't bijzonder over Sissingh's magneto-optisch phaseverschil.

PROEFSCHRIFT

DOOR

P. ZEEMAN.

LEIDEN,
S. C. VAN DOESBURGH.
1893.

METINGEN OVER HET VERSCHIJNSEL VAN KERR.

METINGEN

OVER

HET VERSCHIJNSEL VAN KERR

bij polaire terugkaatsing op ijzer, kobalt en nikkel,
in 't bijzonder over Sissingh's magneto-optisch phaseverschil.

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN

DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE,

AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE LEIDEN,

OP GEZAG VAN DEN RECTOR-MAGNIFICUS

Dr. C. P. TIELE,

HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER GODGELEERDHEID,

VOOR DE FACULTEIT TE VERDEDIGEN,

op Woensdag 18 Jannari 1893, des namiddags te 3 uren,

DOOR

PIETER ZEEMAN,

GEBOREN TE ZONNEMAIRE.

LEIDEN,
S. C. VAN DOESBURGH.
1893.

KF 15974

HARVARD
UNIVERSITY
LIBRARY

Aan mijne Ouders.

Bij de uitgave van dit proefschrift, zij 't mij vergund met een enkel woord mijn hartelijken dank te betuigen aan U, Hoogleeraren in de faculteit der Wis- en Natuurkunde, voor 't onderwijs dat ik van U mocht ontvangen.

Hooggeleerde KAMERLINGH ONNES, het voorrecht om als Uw leerling in 't Natuurkundig Laboratorium gewerkt te hebben kan ik niet genoeg op prijs stellen. Wegens Uw vriendschappelijke belangstelling en welwillende hulpvaardigheid, waarvan ik ook bij 't samenstellen van dit proefschrift weer de blijken mocht ontvangen, voel ik mij ten zeerste aan U verplicht.

Hoezeer moet ik ook U danken, Hooggeleerde LORENTZ. Veel heb ik door Uw onderwijs, ook als Uw assistent, mogen leeren.

INHOUD.

Bladz.

Inleiding 1

EERSTE HOOFDSTUK.

Algemeene inrichting van den toestel en methode van waarnemen..... 9

TWEEDE HOOFDSTUK.

Polaire terugkaatsing op ijzer.. 16

DERDE HOOFDSTUK.

Onderzoek der polaire terugkaatsing op kobalt.......................... 29

VIERDE HOOFDSTUK.

Bladz.

Onderzoek der polaire terugkaatsing op nikkel 49

VIJFDE HOOFDSTUK.

Besluit 53

STELLINGEN 55

INLEIDING.

In aansluiting aan Faraday's ontdekking van de draaiing van het polarisatievlak bij doorgang van gepolariseerd licht door doorschijnende en nauw merkbaar dia- of para-magnetische stoffen, die in een magnetisch veld zijn geplaatst, vond Verdet dat de zwak magnetische, geconcentreerde oplossing van ijzerchloride hetzelfde verschijnsel, maar in tegengestelden zin als bij de meeste stoffen, vertoonde.

Kerr kwam op 't denkbeeld dit onderzoek uit te breiden tot sterk magnetische en weinig doorschijnende stoffen. Direct onderzoek was hem niet mogelijk, omdat hij de metalen niet in dunne laagjes kon verkrijgen. Eerst Kundt (1884) gelukte het voor dit onderzoek geschikte laagjes op geplatineerd glas neer te slaan en daarin de draaiing van het polarisatievlak aan te toonen. Ongetwijfeld echter, geleid door de overweging, dat in 't al-

gemeen in de eigenschappen van teruggekaatst licht de eigenschappen van het gebroken licht voor den dag komen, kon Kerr hopen uit de eigenschappen van 't door een magneet teruggekaatste licht de bijzonderheden van de lichtvoortplanting in het gemagnetiseerde metaal te leeren kennen. In 1876 heeft Kerr dan ook reeds de verschijnselen bij de terugkaatsing van gepolariseerd licht door een spiegelenden magneet ontdekt en in hoofdzaak beschreven in de beide hoofdgevallen van aequatoriale en polaire reflexie.

Prof. Lorentz (1882) heeft van 't verschijnsel van Kerr eene theorie gegeven, die door Van Loghem is uitgewerkt en waarbij werd uitgegaan van het verschijnsel van Hall bij stationaire stroomen [1]). Is het invallend licht in of loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd, dan komt 't verschijnsel daar op neer dat een component optreedt, waarvan het polarisatievlak loodrecht op dat van 't invallend licht staat. Het optreden van dien component hangt volgens de theorie daarmee samen dat in een gemagnetiseerd metaal zich links en rechts circulair gepolariseerd licht met verschillende snelheid en met verschillende absorptiecöefficient kan voortplanten [2]). Door de theorie is men in staat de phase

---

1) Vg. Sissingh, Verh. Kon, Akad. 1890 § 34.

2) Drude deelt (Wied. Ann. Bd. 46, p. 421) mede dat hij gezocht heeft naar een verschil in absorptie voor links en rechts circulair gepolariseerd

en de amplitude van den magnetischen lichtcomponent bij iederen invalshoek te berekenen. De uitkomsten van Van Loghem konden getoetst worden aan de bepalingen van Kaz over polaire reflexie. Toen dus Dr. Sissingh (1885) na het voltooien van zijn dissertatie het onderzoek van het verschijnsel van Kerr ter hand nam, lag het voor de hand om te zien wat de aequatoriale reflexie zou opleveren.

Dr. Sissingh heeft nu de amplitude en phase bij de aequatoriale reflexie op ijzer bepaald en met de theorie vergeleken. Zijn onderzoek voerde tot het resultaat dat tusschen de waargenomen en berekende phasen binnen ruime grenzen een nagenoeg constant verschil van ongeveer 85° bestaat; dit phaseverschil dat bij de volgende onderzoekingen over 't verschijnsel van Kerr een belangrijke rol speelt, zal ik het Sissingh'sche phaseverschil noemen. De amplituden die alleen op een onbepaalden factor na met de theorie kunnen worden vergeleken, bleken binnen de grenzen der waarnemingsfouten met de theorie overeen te stemmen ('90). De waarnemingen van andere onderzoekers, die metingen over 't verschijnsel van

---

licht, hetwelk hij uit zijne vergelijkingen afleidt, doch, waarschijnlijk door gebreken in zijn spiegeltje, niet heeft kunnen vinden. Dat dit magneto-optisch verschijnsel bestaan moet werd reeds door prof. Lorentz (Versl. en Med. Akad. 1883, p. 238) uitgesproken.

Kerr bij aequatoriale terugkaatsing hadden verricht, o. a. die van Righi ('86), die verschenen voor Dr. Sissingh met zijn onderzoek gereed was, waren niet nauwkeurig genoeg om het bestaan van het Sissingh'sch phaseverschil te bewijzen. Het geheele verschijnsel der aequatoriale terugkaatsing kon thans, bij een bepaalde kleur van licht en een bepaalde magnetisatie, met behulp der 2 genoemde constanten (het Sissingh'sche phaseverschil en de amplitudenconstante) en Lorentz's theorie worden beschreven, waardoor eene belangrijke vereenvoudiging werd verkregen [1]).

Een verder onderzoek moest o. a. nu uitmaken in hoeverre ook de polaire terugkaatsing door scherpere waarneming zich op deze wijze liet beschrijven. Het belangrijkste was hierbij zeker wel vooreerst uit te maken, of ook nu een Sissingh'sche phase van gelijk bedrag zou blijken te bestaan. De waarnemingen door mij op ijzer verricht gaven een bedrag van ongeveer 80° voor de genoemde phase. De hoek bij deze bepaling was zoo gekozen dat tevens nog een ander punt kon worden beslist. De theorie eischt nl. dat er een bepaald verband zij tusschen de amplituden bij een zelfden hoek bij aequatoriale en polaire reflexie. De waarnemingen,

---

1) Vg. Sissingh, t. a. p. § 1 en § 43 (welke formules men gemakkelijk omgekeerd als eene definitie der Sissingh'sche phase als experimenteele grootheid kan beschouwen).

waarbij de bepalingen van du Bois over de evenredigheid der draaiing aan de magnetisatie zeer gelegen kwamen, schenen dit verband voorloopig te bevestigen. Intusschen werd het onderzoek op ijzer niet geheel afgewerkt, daar inmiddels voor een ander metaal dan ijzer een onderzoek werd verlangd in een door de Hollandsche Maatschappij der Wetenschappen uitgeschreven prijsvraag.

Dit proefschrift is dan ook in hoofdzaak een beknopt overzicht van een door die maatschappij bekroond antwoord op de prijsvraag:

„Men verlangt voor een ander metaal dan het ijzer, een experimenteel onderzoek naar de wijziging die eene magnetiseering teweeg brengt in de gesteldheid van het teruggekaatste licht," en van de onderzoekingen die door mij ter nadere toetsing zijn verricht.

In de door de Maatschappij uitgegeven Archives Neerlandaises zal binnenkort de verhandeling, waarvan hier een uittreksel gegeven wordt en die eene meer uitvoerige mededeeling der metingen en uitkomsten bevat, verschijnen [1]).

Ik meende echter het prijsantwoord geheel vrij te mogen opvatten en wenschte behalve de genoemde voorloopige uitkomsten vooraf ten minste eenig idee te heb-

1) Voorloopige mededeeling der gevonden uitkomsten in de zittingen der Kon. Akademie van 25 Juli en 29 October '92.

ben van de afhankelijkheid der Sissingh'sche phase van de kleur van 't gebruikte licht. De uitkomst waartoe dit onderzoek voerde werd later bevestigd door 't geen bij kobalt met grooter zekerheid werd gevonden.

In het prijsantwoord, waarin voornamelijk kobalt en minder uitvoerig nikkel behandeld wordt, en dat ook de reeds genoemde uitkomsten omtrent de terugkaatsing op ijzer bevat, zijn alleen polaire metingen opgenomen. Het onderzoek der Sissingh'sche phase beloofde ook hier 't meest te zullen opleveren. Het bedrag er van bij kobalt bleek ongeveer 50° te zijn, terwijl voor nikkel een voorloopige waarde van 30° werd gevonden. Terwijl de gewone optische constanten dezer metalen zoo weinig uiteen wijken, treedt in de Sissingh'sche phase een zeer sterk verschil op, waarin zich misschien 't afwijkend magnetisch gedrag dier elementen afspiegelt. Behalve het bedrag der Sissingh'sche phase was 't vooral van belang de standvastigheid er van nader aan te toonen. Bij kobalt heb ik daartoe uitvoerige metingen verricht (echter na 't inzenden van het prijsantwoord) waaruit blijkt dat deze phase binnen ruime grenzen zeker nagenoeg constant is.

Door metingen met licht van verschillende golflengte heb ik onderzocht of de Sissingh'sche phase bij kobalt ook in dit opzicht standvastig is. Het bleek echter, zooals reeds de voorloopige waarnemingen bij ijzer hadden doen vermoeden, dat de Sissingh'sche phase voor verschil-

lend gekleurd licht een verschillende waarde heeft, dat er dus in dit opzicht een magneto-optische dispersie bestaat. Dat de amplitude voor verschillend gekleurd licht een verschillende waarde had, was door Righi's metingen over de dispersie der draaiingen al waarschijnlijk gemaakt.

Na 't inzenden van 't prijsantwoord kreeg ik door de welwillendheid van Prof. Goldhammer te Kasan bericht, dat hij er in geslaagd was in de differentiaalvergelijkingen de wijziging aan te geven, die het Sissingh'sche phaseverschil, zoo het volkomen standvastig is, vereischt. Zijne eindformules zijn dezelfde als die van Prof. Lorentz, afgezien van de constante Sissingh'sche phase, die in de formules opgenomen wordt, hoewel het mechanisme voorloopig onverklaard blijft. Maar al blijft dit vooralsnog 't geval, toch krijgt door Goldhammer's theorie (§ 34) de vraag naar de beteekenis der Sissingh'sche phase verhoogd belang. Zij blijkt alleen te kunnen optreden bij magnetiseerbare ondoorschijnende stoffen, terwijl haar bedrag waarschijnlijk zoowel door de magnetische als door de optische eigenschappen der stof wordt bepaald.

Mogelijk zou het kunnen zijn dat uit de gewone optische constanten van het metaal de Sissingh'sche phase kon worden afgeleid. Inderdaad heeft dan ook Drude (§ 34) zeer kort na Goldhammer, eene theorie van 't Kerr-verschijnsel gegeven, waarin dit 't geval is. Goldhammer (§ 34) heeft echter opgemerkt, dat de theorie

van Drude in strijd is met de door mij voorloopig bepaalde waarde der Sissingh'sche phase voor kobalt en dat ze daarom verworpen moet worden.

Het was daarom zaak 't bedrag dier phase nauwkeurig te bepalen (§ 33). De waarde die ik in 't prijsantwoord mededeelde had niet met alle voorzorgen bepaald kunnen worden. Immers de voor de prijsvraag beschikbare tijd liet niet toe geheel volledige phasenbepalingen te verrichten, die ieder 350 aflezingen vorderen en buitendien door 't warm worden van de klos niet achter elkaar kunnen afloopen (§ 29).

De magnetische bepalingen, die in 't prijsantwoord ontbraken, heb ik thans aangevuld.

Voor zoover mij bekend is heeft men alleen bij de 3 sterk magnetische metalen en niet bij andere elementen het Kerr-verschijnsel kunnen vinden. Daar ik meende dat bij tellurium, zilver [1]), palladium of platina om verschillende redenen misschien toch een werking verwacht zou mogen worden, heb ik deze stoffen opzettelijk onderzocht; met de uiterste zorg viel niets te bespeuren.

---

1) Lorentz, Verslagen en Med. Kon. Akad. Reeks II, Deel 19.

EERSTE HOOFDSTUK.

Algemeene inrichting van den toestel en methode van waarnemen.

§ 1. Voor het onderzoek der polaire reflexie kon voor een groot deel gebruik gemaakt worden van het door Dr. Sissingh beschreven en bij de aequatoriale reflexie gebruikte apparaat. Ik verwijs daarom naar zijn beschrijving [1]) en wil alleen die veranderingen in constructie en hulpapparaten, die het onderzoek der polaire reflexie noodig maakten, aangeven.

§ 2. De electromagneet. De spiegels waren bij de metingen òf gepolijste vlakken aan de uiteinden van staafjes der metalen òf plaatjes vóór de einden van een ijzeren kern geplaatst. De staafjes waren ongeveer 12 c.m.

---

1) Sissingh, Natuurk. Verh. der Kon. Akad. Deel XXVIII p. 1, 1890.

lang en 5 m.m. in middellijn (zie verder materiaal). Ten einde 't spiegelend oppervlak gemakkelijk onder den geschikten invalshoek te kunnen brengen met den spectrometer, waarvan het gebruik reeds alleen met het oog op de door mij steeds gebruikte contrôle en het onderzoek der dispersie van de optische constante bijzondere voordeelen aanbood, moet de magnetiseerende klos voldoende licht gebouwd zijn. De staafjes vormen de kern van den electromagneet en zijn aan het eene einde bevestigd aan een tweemaal rechthoekig omgezet weekijzeren stuk, waarvan het deel dat tegenover den spiegel komt dient voor 't opnemen van den ook omwonden submagneet. Deze submagneet is van een schroefdraad voorzien en kan daardoor dichter of verder van den spiegel gebracht worden. Het uiteinde van den submagneet is kegelvormig afgedraaid in overeenstemming met de opmerkingen van Stefan en Ewing.

De door een accumulatoren-batterij geleverde stroom was 20—12 Amp. De klos woog slechts 4.8 K.G., de weerstand was ongeveer 1 Ohm. Het koperdraad, in 23 lagen van 53 windingen om de kern gewonden, was 2 m.m. dik [1]).

---

1) De afmetingen van den electromagneet hadden iets gunstiger kunnen gekozen worden. Dr. Siertsema heeft mij medegedeeld, dat volgens een door hem uitgevoerde berekening de kern dikker had moeten zijn.

§ 3. De spectroscoop. Voor het onderzoek naar de dispersie van het verschijnsel en voor de bepaling der optische constanten heb ik gebruik gemaakt van een prismatisch spectrum, dat gevormd werd door een spectroscoop, die ik daartoe door A. Hilger heb laten construeeren. Bij mijne proeven was het mij veel waard gemakkelijk na elkaar gekleurd en wit licht te kunnen gebruiken, zonder plaatsveranderingen van de electrische lamp resp. den heliostaatspiegel, zonder ook te vervallen in inrichtingen van afmetingen, die een vergrooting van den bestaanden pijler noodzakelijk zouden maken. De door Hilger voor het physisch laboratorium geconstrueerde spectroscoop van Christie „à vision directe", is daarom en door de daaraan alleen eigene, onveranderlijke relatieve stand van kijker en collimator bijzonder te verkiezen.

De verdere bijzonderheden van den „half-prism" spectroscoop vindt men in Christie's verhandeling. Ik gebruikte den spectroscoop natuurlijk in de „diminishing position."

Door regeling der spleetwijdten van spectroscoop en collimator kon de, bij verschillende deelen van het onderzoek verschillend vereischte, zuiverheid van het licht gereguleerd worden. Noodzakelijk was de plaatsing van het apparaat op een systeem van 2 in onderling loodrechte richtingen beweegbare sleden; hierdoor kon, daar

tevens een azimuthaalbeweging mogelijk was, bij behoud der noodige stevigheid de spectroscoop gemakkelijk in den juisten stand worden gebracht.

§ 4. De bepaling der kleine draaiingen geschiedde door spiegelaflezing, waarbij ik gezorgd had, dat ook verplaatsingen van den analysatorspiegel gedurende de waarnemingen onmogelijk waren. Door directe metingen en bepaling van reductiefactoren maakte ik mij onafhankelijk van deelfouten in de randverdeeling der Nicols.

Uit de kleine draaiingen worden de phase en amplitude van den magnetischen lichtcomponent volgens de methoden der minimum- en nul-draaiingen bepaald. Kerr heeft de eerste gebruikt. Prof. Van der Waals heeft de tweede aangegeven. De formules waarmee de amplitudes en phasen in beide gevallen worden bepaald, zijn de volgende, bij de notatie van Dr. Sissingh [1]), indien het invallend licht in 't invalsvlak is gepolariseerd [2]):

---

1) Sissingh, t. a. p., p. 7 en 9.

2) Is 't invallend licht loodrecht op 't invalsvlak gepolariseerd dan heeft men:

$$tg\, m_l = -\cot g\, \phi - \frac{1}{\sin\phi}\frac{h\,\psi_{la}^m}{f\,\psi_{lp}^m} \qquad \mu_l = +\frac{f\,\psi_{lp}^m}{2\cos m_l}$$

$$\cot g\, m_l = -\frac{f\,\psi_{lp}^o}{h\,\psi_{la}^o}\frac{1}{\sin\phi} + \cot g\,\phi \qquad \mu_l = -\frac{h\,\psi_{la}^o \sin\phi}{2\sin m_l}.$$

Hierin zijn m_i, m_l, μ_i, μ_l, de phasen resp. de amplituden als 't invallend licht in en loodrecht op 't invalsvlak is gepolariseerd.

$$tg\, m_i = -\cot g\, \Phi - \frac{1}{\sin \Phi} \frac{h\, \psi^m_{ip}}{f\, \psi^m_{ia}},\ \mu_i = + \frac{f\, \psi^m_{ia}}{2 \cos m_i}$$

$$\cot g\, m_i = -\frac{f\, \psi^o_{ia}}{h\, \psi^o_{ip}} \frac{1}{\sin \Phi} + \cot g\, \Phi,\ \mu_i = -\frac{h\, \psi^o_{ip} \sin \Phi}{2 \sin m_i}.$$

§ 5. De hulpspectroscoop. Ter zijde van den hoofdtoestel was een spectroscoop van Desaga opgesteld; daarheen kan met een spiegeltje het licht van den gebruikten lichtbundel geworpen worden. Het was hierdoor gemakkelijk bij de metingen der optische constanten en de dispersieproeven de onveranderlijkheid en de homogeniteit van het gebruikte licht te controleeren. Deze is hiernaar te beoordeelen dat de breedte van den lichtbundel bij de eerstgenoemde proeven 4, bij de laatste 12 schaaldeelen bedroeg. Tusschen de waterstoflijnen α en γ bedraagt de afstand 80 schaaldeelen.

§ 6. Den spectrometer heb ik zoodanig gewijzigd, dat het mogelijk werd de optische constanten van den spiegel te bepalen, wanneer deze zich in den magnetiseerenden klos bevond.

ψ^m_{ia}, ψ^m_{ip} zijn de minimum-draaiingen van analysator en polarisator als 't invallend licht in 't invalsvlak is gepolariseerd.

ψ^m_{la}, ψ^m_{lp} hebben dezelfde beteekenis, als 't invallend licht loodrecht op 't invalsvlak is gepolariseerd. Voor de nuldraaiingen ψ^o hebben de indices dezelfde beteekenis.

§ 7. Bepaling der magnetisatie. Met behulp van de proefwinding van Rowland werd bij verschillende afstanden van poolstuk en spiegel, de inductie vlak voor het spiegelend oppervlak gemeten. Het was daardoor mogelijk om uit de door Rowland, Ewing, du Bois en anderen gevonden uitkomsten, de magnetisatie, die bij een bepaalden stand van den submagneet behoorde, te vinden. Het verdient evenwel opmerking, dat het oppervlak van 't proefplaatje door uitmeting niet zeer nauwkeurig kan bepaald worden. Hierdoor is in de magnetisatie-bepalingen een fout van verscheidene percenten mogelijk. Het schijnt dat de magnetisatie-bepalingen te hoog zijn uitgevallen (zie § 16). De invloed van temperatuursveranderingen door den magnetiseerenden stroom teweeggebracht komt bij deze bepalingen niet in aanmerking [1]).

§ 8. De lichtbron. Een zeer groot deel der proeven is verricht met electrisch licht, dat geleverd werd door een automatische zoogenaamde hoofdstroom-lamp van Siemens. De kolen maken daarbij een helling van ± 20° met de verticaal, waardoor het binnenste, meest lichtgevende, deel van den krater kan worden gebruikt. Het grootste

---

1) Ewing, Magnetic Induction in Iron. etc. pp 160, 172.
Du Bois, Wied. Ann. Bd. 39, p. 34, 1890.

voordeel van deze lamp is echter de constante hoogte, die de krater bij het branden behoudt. De geheele lamp bevindt zich op een gemakkelijk beweegbare slede en steltafel en is door schermen omgeven, om den waarnemer geen last van het directe licht te doen ondervinden. Het vinden van deze lamp was voor het welslagen der volgende proefreeksen van belang.

TWEEDE HOOFDSTUK.

Polaire terugkaatsing op ijzer.

§ 9. Het materiaal. Aan weekijzeren staafjes van 5 m.m. diameter waren spiegels geslepen, waarvan de deze karakteriseerende optische constanten, voor *D*-licht, in de volgende tabel vereenigd zijn. (I)

Merk van den spiegel.	Hoofdinvalshoek.	Hoofdazimuth.	Opmerkingen.
IV	76°13′	27°39′	
IIII	76°20′	27°40′	Zweedsch ijzer
D	76°19′	28°20′	„ „
H	75° 7′	28°20′	

§ 10. Eigen metingen en uitkomsten. Bij den invalshoek $i = 51°22'$ heb ik 2 reeksen van metingen verricht en wel een met *D*-licht en een met wit licht. Eensdeels was de bedoeling van deze keuze, om bij denzelfden hoek zoowel minimum- als nul-draaiingen te kunnen

verrichten, anderdeels de mogelijkheid om eene vergelijking met de aequatoriale metingen van Dr. Sissingh bij denzelfden hoek in te stellen. De op de uitkomsten toegepaste berekening leerde, dat oxydatie gedurende de metingen de reeksen op spiegel IV veel van hare beteekenis deed verliezen. Toen deze bron van fouten eenmaal opgespoord was, kon zij bij het verder onderzoek dan ook steeds vermeden worden. De kans voor het verrichten van vruchteloozen arbeid werd hierdoor zeer verminderd.

§ 11. Ziehier eene vergelijking van de uitkomsten verkregen met de methode der nul- en met die der minimumdraaiingen, waaruit bleek dat eene storende verandering in het oppervlak had plaats gegrepen.

De uitkomsten, in minuten uitgedrukt, zijn:

Polaire reflexie op ijzer. Spiegel IV

$i = 51°22'$ (II)

D-licht.				Wit licht.			
ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	ψ^o_{lp}	ψ^o_{la}	ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	ψ^o_{lp}	ψ^o_{la}
-22.4	-7.2	$+9.2^5$	$+27.0$	-24.9^5	-8.6^5	$+8.3^5$	$+25.4^5$
ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^m_{lp}	ψ^m_{la}	ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^m_{lp}	ψ^m_{la}
-13.7	$+7.4^5$	-8.5^5	$+15.7$	-15.6	$+7.9$	-7.6	$+14.8$

Berekent men hieruit (§ 4) met behulp van de waarden $I = 76°13'30''$ $H = 27°39'$, die vóór deze metingen bepaald waren, de phasen, dan vindt men:

D-licht.	Wit licht.
uit ψ^o $m_i = 38°48' + 180°$	$m_i = 40°26' + 180°$
$m_l = 40°16' + 180°$	$m_l = 39°8' + 180°$
uit ψ^m $m_i = 50°1'8 + 180°$	$m_i = 55°41' + 180°$ (III)
$m_l = 50°11' + 180°$	$m_l = 54°42' + 180°$.

Terwijl de waarden der phasen, m_i, en m_l, uit iedere reeks goed overeenstemmen, is dit met de waarden uit de nul- en minimum-draaiingen afgeleid niet het geval. Opvallend is het dat wanneer men bijv. Righi's waarnemingen evenzoo berekent, men afwijkingen in denzelfden zin tusschen de uitkomsten van de methoden der nul- en minimum-draaiingen vindt.

Nadere overwegingen leerden, dat waarschijnlijk in de bij de berekening gebruikte optische constanten onjuistheden zijn. Ik heb daarom opnieuw de optische constanten van den bij bovenstaande waarnemingen gebruikten spiegel bepaald en vond toen:

$$I = 70°30' \quad H = 31°54' \quad . \; . \; . \; . \quad \text{(IV)}$$

voor D-licht, die van de vóór de metingen gevonden, belangrijk afwijken:

$$I = 76°13'5'' \quad H = 27°39'.$$

Gebruikt men bij de berekening gemiddelde waarden der optische constanten dan vindt men:

	D-licht.	Wit licht.	
Uit ψ^{o}	$m_i = 48°58' + 180°$	$m_i = 51°16' + 180°$	
	$m_l = 50°53' + 180°$	$m_l = 49°34' + 180°$	(V)
uit ψ^{m}	$m_i = 45° \quad + 180°$	$m_i = 50°13' + 180°$	
	$m_l = 44°53' + 100°$	$m_l = 49°16' + 180°$	

en dus reeds eene betere overeenstemming.

§ 12. De verandering in het oppervlak des spiegels kan alleen worden toegeschreven aan een oxydlaag, waarvan de vorming, zooals Löwenherz [1]) door de verandering der oppervlakte kleuren heeft aangetoond, door de sterke verwarming van dén klos zeer wordt begunstigd.

Bij mijne proeven was de inwendige temperatuur van den klos dikwijls vrij hoog, soms 170°, zoodat, daar de afkoeling tot de gewone temperatuur lang duurde, de omstandigheden voor een oxydatie van den spiegel zeer gunstig waren. Ik heb bij latere waarnemingen er zorg voor gedragen, dat de temperatuur nooit zoo hoog steeg. Dit kan bereikt worden door de waarnemingsreeksen kort te maken en een nieuwe reeks niet te beginnen vòòr de geheele afkoeling des spiegels. Andere middelen om de afkoeling van den klos te bevorderen hebben mij tot dusver niet geholpen. Misschien zal het afkoelen

---

1) Löwenherz, Zeitschrift f. Instrum.kunde Bd. 9, pag. 316, 1889.
Zie ook Kundt, Wied. Ann. Bd. 23, p. 241 1884, en Dubois, Bd. 39, p. 34, 1890.

door een stroom van droog CO_2 helpen. Ik stel mij voor dit te beproeven.

Door bepaling der optische constanten na ieder eindresultaat heb ik steeds den toestand van het spiegelend oppervlak nagegaan. Met de metingen op een spiegel werd niet verder gegaan als de oxydatie-verschijnselen een merkbaren invloed begonnen te krijgen. Ik heb daarom ook reeds spoedig spiegel IIII, en daarna spiegel H moeten verwerpen en heb ten slotte slechts den niet zeer fraaien spiegel D overgehouden. Daar de bepaling der optische constanten vrij veel tijd vordert en ten slotte eene afwijking van eenige minuten niet tot de uitkomst kan afdoen, zoo heb ik dikwijls slechts metingen met den compensator verricht bij een hoek, die dicht bij den hoofdinvalshoek ligt. Door formules, die door Drude [1]) bij zijne bepaling der optische constanten zijn afgeleid en gebezigd, kan men dan de waarden van hoofdinvalshoek en hoofdazimuth berekenen.

Berekeningen van een reeks geschiedden later met de gemiddelde waarde der constanten aan 't begin en aan 't einde der reeks. Ik zal om niet te uitvoerig te worden deze niet steeds opgeven.

Natuurlijk heb ik de metingen altijd zoo ingericht, dat

---

1) Drude, Wied. Ann. Bd. 39, p. 481, 1890.

er geen fouten uit 't instrument voortvloeiend in overbleven [1]). De voorloopig verkregen uitkomsten zijn, behalve de reeds boven gevondene, de volgende. De draaiingen zijn in minuten gegeven.

Spiegel IIII. Wit licht. $i = 51°22'$. $m - 180°$.

$\psi^{o}_{ip} = -45.9$ $\psi^{o}_{ia} = -20.4$ $\psi^{m}_{ip} = -24.4$ $\psi^{m}_{ia} = +13.2$ 49°45' . (VI)

Spiegel H. Wit licht. $i = 51°22'$.

$\psi^{o}_{ia} = +54.6$ $\psi^{o}_{ip} = +19.9$ $\psi^{m}_{ia} = +32.5$ $\psi^{m}_{ip} = -18.1'$ 46°27' (VII)

De waarnemingen op den eersten spiegel verdienen 't meeste vertrouwen. Spiegel H was gedurende de waarnemingen vrij sterk veranderd. De uitkomst is een gemiddelde waarde uit de nuldraaiingen afgeleid.

Men zal niet ver van de waarheid zijn als men aanneemt, dat 50° + 180° de waarde van de phase van den magnetischen lichtcomponent is bij $i = 51°22'$. De metingen zijn alle bij den invalshoek $i = 51°22'$ verricht om redenen in § 10 vermeld.

§ 13. Magneto-optische dispersie bij ijzer. Een globaal onderzoek bij ijzer, waarvan de dispersie der draaiingen bekend is uit Righi's waarnemingen [2]), diende toch wel aan 't door de prijsvraag (zie Inleiding) gevorderd nader onderzoek van kobalt en nikkel vooraf te gaan. Ik heb

---

1) Sissingh, Dissertatie p. 36 en vgl, 1885.

2) Righi, Annales de Chim. et de Phys. (6) T. 9, p. 136, 1886.

geen gelegenheid kunnen vinden definitieve waarden voor ijzer te bepalen. Ik heb nuldraaiingen verricht bij $i = 51°22'$ voor 3 spectraalkleuren en voor diezelfde kleuren de optische constanten bepaald. De daarvoor gevonden waarden voor licht van de golflengten $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ zijn de volgende:

Kleur.	Hoofdinvalshoek.	Hoofdazimuth.	
$\lambda_1 = 0.618\mu$	76°55′	27°57′	
$\lambda_2 = 0.590\mu$	76°20′	28°20′	(VIII)
$\lambda_3 = 0.460\mu$	74°22′	30°15′.	

Beter ware 't geweest de kleuren eenigszins anders te kiezen, zoodat λ_2 op geschikten afstand van de beide andere aflag. Ik heb dit dan ook later (§ 18) gedaan. De uitkomsten zijn de volgende geweest:

Kleur.	ψ^o_{lp}	ψ^o_a	$m - 180$	
λ_1	+ 16.7′	+ 46.7	39°88′	
λ_2	+ 15.5	+ 46.6	39°49′	(IX)
λ_3	+ 12.7	+ 31.7	53°10′.	

Hieruit volgt eene dispersie der phase van blauw tot rood van ongeveer 14°.

Bij deze metingen was 't streepje in 't gezichtsveld goed begrensd en kwam zeer duidelijk het voordeel uit van 't werken met homogeen licht. Bij wit licht zijn

de gekleurde randen, die 't streepje bij polaire terugkaatsing op ijzer vertoont, hinderlijk voor de nauwkeurigheid der instellingen. Bij kobalt, waar de dispersie minder sterk optreedt is dit veel minder hinderlijk, zie § 28.

§ 14. Vergelijking der verkregen uitkomsten met de theorie. Met de uit Prof. Lorentz's theorie [1]), door van Loghem [2]) afgeleide formules zijn in de volgende afdeeling voor de onderzochte spiegels phase en amplitude berekend (zie Inleiding).

Het is hier de geschikte plaats om te vermelden dat ik bij magnetiseering geen verandering van hoofdinvalshoek en hoofdazimuth van mijn ijzerspiegel met den compensator van Babinet heb kunnen constateeren. De theorie onderstelt dit dan ook [3]). In verband hiermee vermeld ik dat in den laatsten tijd Shea [4]) heeft aangetoond dat de brekingsindex van ijzer, kobalt en nikkel niet verandert bij verandering van 't magnetisch veld van 2000—12.000 C. G. S-eenheden.

De formules (zie § 14) waarmede phase en amplitude berekend worden [5]) zijn de volgende:

---

1) Lorentz, Verslagen en Med. Kon. Ak., (II), Deel 19.
2) Van Loghem, Dissertatie. 1883.
3) „ t. a. p., pp. 54 en 60.
4) Shea. Wied. Ann. Bd. 47, p. 184. 1892.
5) Van Loghem, t. a. p., p. 67.

$$\mu_l = - \mu_i = \frac{\sigma^4}{p_1^2 \, p_4 \cos.^3 \alpha} \,. \; A \quad A = \frac{2\,\pi}{T} \, \varepsilon_1 \, h \, N$$

en

$$m_i = m_l = \Delta_3 - \Delta_1 = 4\,\tau - \frac{\pi}{2} - 2\,\delta_1 - \delta_4 - (\delta_2 - \delta_1).$$

De hierin voorkomende hulpgrootheden worden bepaald door:

$$tang.\,\delta_1 = \frac{m \sin(\tau + \omega)}{1 + m \cos.(\tau + \omega)} \quad tang.\,\delta_2 = \frac{m \sin.(\tau + \omega)}{-1 + m \cos.(\tau + \omega)},$$

$$tang.\,\delta_4 = \frac{m \sin.(\tau + \omega)}{tang.^2 \alpha + m \cos.(\tau + \omega)},$$

$$p_1^2 = 1 + m^2 + 2\,m \cos.(\tau + \omega),$$

$$p_4^2 = tang.^4 \alpha + m^2 + 2\,m\, tang.^2 \alpha \cos.(\tau + \omega),$$

$$m = \frac{\sigma \rho}{\cos \alpha}.$$

Hierbij is α de invalshoek en zijn σ, ρ, τ, ω de hulpgrootheden uit de theorie der gewone metaalreflexie.

Met de geschikte (§ 12) optische constanten zijn de waarnemingen van § 12 berekend. Bij de berekening is in 't oog gehouden, dat de nuldraaiingen voor de phasebepaling bij dezen hoek 't minst den invloed van waarnemingsfouten op de uitkomst doen gevoelen. De uitkomsten zijn:

$i = 51°22'$ spiegel.	berekend. $m - 180°$.	waargenomen. $m - 180°$.	S.	
IIII	$-31°2'$	49°45′	80°47′	
H	$-29°13'$	46°27′	75°40′	(X)
IV	$-30°10'$	50°20′	80°30′	

De meting op spiegel H is 't minst te vertrouwen. S geeft aan 't verschil tusschen de waargenomen en berekende phase, dus wat ik het Sissingh'sche phaseverschil genoemd heb (zie Inleiding). Bij de aequatoriale terugkaatsing is hiervoor ongeveer 85° gevonden. In aanmerking nemende de mogelijke foutenbronnen en ook 't onvolledige nog van de bepalingen is men wel gerechtigd voorloopig te besluiten dat het Sissingh'sche phaseverschil bij polaire en aequatoriale reflexie hetzelfde is.

§ 15. De metingen op spiegel D (§ 13) kunnen doen zien in hoeverre de dispersie der optische constanten voldoende is om de dispersie in de phase te verklaren:

IJzerspiegel $i = 51°22'$.

kleur.	berekend. $m - 180°$.	waargenomen. $m - 180°$.	S.	
λ_1	$-29°58'$	$39°8'$	$69°6'$	(XI).
λ_3	$-24°58'$	$53°10'$	$78°8'$	

Dit wijst er dus op dat voor verschillend gekleurd licht S eene verschillende waarde heeft en dat er dus eene magneto-optische phasedispersie bestaat (verg. hierbij kobalt § 33).

§ 16. Volgens de theorie moet er een bepaald verband bestaan tusschen de amplituden bij een zelfden hoek, wanneer de reflexie eenmaal op een aequatoriaal, een andermaal op een polair gemagnetiseerden spiegel plaats

vindt. Het door de theorie [1]) gegeven verband der amplituden is:

$$\mu_{aeq.} = \mu_{pol} \times tang.\, \alpha_0 \text{ waarin } tang.\, \alpha_0 = \frac{sin.\, \alpha_1}{\sigma\, \rho}\, e^{-i(\tau + \omega)}.$$

α_1 is hierbij de invalshoek.

De waarnemingen op spiegel H verricht (§ 9) bij 51°22′ geven, vergeleken met de aequatoriale metingen bij denzelfden hoek van Dr. Sissingh [2]):

$$\frac{\mu \text{ Sissingh aeq. } 51°22'}{\mu \text{ Zeeman pol. } 51°22'} = 0.294 \quad . \quad . \quad \text{(XII)}.$$

Neemt men hierbij in aanmerking dat bij Dr. Sissingh's metingen de magnetisatie 1400 C. G. S. eenheden was en bij mijne metingen deze 850 C. G. S. bedroeg, dan is als men μ evenredig aan de magnetisatie stelt:

$$\frac{\mu_{aeq.}}{\mu_{pol.}} = 0.179 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(XIII)}.$$

De theorie geeft als men de optische constanten aanneemt van den spiegel van Dr. Sissingh:

$$\frac{\mu_{aeq.}}{\mu_{pol.}} = 0.194.$$

Deze mate van overeenstemming is bevredigend in aanmerking genomen de omstandigheden waaronder de waarnemingen zijn verricht.

---

1) Van Loghem, t. a. p., p. 61.

2) Sissingh, t. a. p., pag. 58.

Een verder onderzoek over de aansluiting zal echter noodig zijn. Vergelijkt men toch de metingen over polaire normale terugkaatsing van du Bois [1]), die groote zorg aan de magnetisatiebepalingen heeft besteed, met de metingen van Dr. Sissingh en met de mijne, dan wordt slechts eene overeenstemming met de theorie verkregen, indien men aanneemt dat de magnetisatiebepalingen van ons beiden vrij wat te hoog zijn uitgevallen. Intusschen kan eerst over dit punt zekerheid worden verkregen als ook bij normale reflexie de Sissingh'sche phase gemeten is geworden (zie noot § 33).

§ 17. De resultaten der vroegere waarnemers. Kerr [2]) zelf heeft geen waarnemingen over polaire reflexie verricht, waaruit eene numerieke phasenbepaling zou kunnen worden afgeleid. Nader is de zaak experimenteel onderzocht door Kaz [3]), Kundt [4]), Righi [5]) en du Bois [1]). Kundt en Du Bois geven alleen bij normale polaire reflexie draaiingen, maar niet bij andere invalshoeken. Men kan uit hun bepalingen de phase niet vinden (zie over de amplitude de vorige §).

---

1) Du Bois, Wied. Ann. Bd. 39, pag. 34. 1890.
2) Kerr, Phil. Mag. (5) Vol. 3, 1877, p. 321.
3) Kaz, Dissertatie. Amsterdam, 1884.
4) Kundt, Wied. Ann. Bd. 23, pag. 241, 1884, en Bd. 27, p. 59, 1886.
5) Righi, Annal. de Chim. et de Phys. (6) T. 4, pag. 437, 1885 en T. 9, pag. 136, 1886.

De waarnemingen van Kaz en Righi kunnen dienen voor eene phasenbepaling. Dr. Sissingh heeft de waarnemingen van Kaz en van Righi berekend, Goldhammer [1]) de eerstgenoemde. Men moet dan evenwel waarden voor de optische constanten aannemen, daar geen der 2 waarnemers hierover iets meedeelt. De overeenstemming der nul- en minimumdraaiingen is dan bij Kaz tamelijk, bij Righi laat deze echter veel te wenschen over.

Men kan uit deze waarnemingen geen resultaten trekken over de standvasstigheid der Sissingh'sche phase. Nog veel minder gaat 't aan, uit Righi's metingen de dispersie van phase en amplitude uit die der draaiingen afteleiden, daar een opgaaf over de golflengte van 't gebruikte licht ontbreekt en dus ook geen waarden voor de optische constanten meer kunnen worden aangenomen. De berekening der waarnemingen van Kaz leert nu dat, indien men zich houdt aan de uitkomst der metingen bij 80°, 68° en 50°, die de nauwkeurigste uitkomsten opleveren, een verschil van 68° bestaat tusschen waarneming en theorie. Uit Righi's waarnemingen bij 6 hoeken tusschen 44°18′ en 87° volgt een phaseverschil S van 75°.

1) Goldhammer, Wied. Ann. Bd. 46, pag. 91, 1892.

DERDE HOOFDSTUK.

Onderzoek der polaire terugkaatsing op Kobalt.

§ 18. Het materiaal. Van kobalt heb ik in drieërlei vorm spiegels gebruikt. Vooreerst een electrolytisch neergeslagen spiegel. Het kobaltbad bestond uit een geconcentreerde oplossing van kobaltsulfaat met toegevoegd citroenzuur en ammonia, zoodat de oplossing ten slotte nog zwak zuur reageerde. De geschiktste waarden voor spanning en stroomdichtheid werden door herhaalde proefneming gevonden. De spiegel werd neergeslagen op het bekende, als kathode gebruikte Kundtsche platinaglas, (door vriendelijke bemiddeling uit Berlijn ontvangen). Hiervan werden plaatjes van 2 $\times$ 2 cM. en $^1/_2$ mM. dikte geslepen. De anode was van platina.

De plaatjes werden vlak voor de ijzeren kern geplaatst en door een beugel vastgehouden. De waarden der optische

constanten bewijzen, dat het oppervlak geen zuiver metaal was. De beste kobaltspiegels kreeg ik uit de door Tromsdorff als zuiver kobalt in den handel gebrachte kuben. Daaraan liet ik spiegels slijpen, die ik of in den vorm van staafjes van ongeveer 10 m.m. lengt en 5 m.m. middellijn of van schijfjes van 1 m.m. dikte gebruikte, na ze aan de ijzeren kern van den electromagneet gesoldeerd te hebben. Het was noodzakelijk verscheiden exemplaren van iedere soort te laten maken en daaruit te kiezen, omdat de spiegels dikwijls gedeformeerd en geoxydeerd bleken te zijn. Met den compensator van Babinet heb ik de optische constanten van de gebruikte spiegels bepaald en wel door instellingen bij één hoek. Door berekening (zie § 12) kunnen dan uit de bij dien hoek waargenomen phase en azimuth, de optische constanten I en H gevonden worden.

§ 18*. Voor het electrolytisch neergeslagen kobaltspiegeltje zijn de uitkomsten voor 3 kleuren, gegeven door de golflengten λ_1, λ_2 en λ_3 (verg. § 13) als volgt.

Electrolytisch neergeslagen kobaltspiegeltje.

$\lambda_1 = 0.618\mu$	$I = 73°47'$	$H = 31°4'$	
$\lambda_2 = 0.540\mu$	$I = 72°34'$	$H = 31°56'$	(XIV)
$\lambda_3 = 0.460\mu$	$I = 71°1'$	$H = 31°49'$.	

De waarde van den hoofdinvalshoek is veel kleiner

dan die welke gewoonlijk gevonden wordt; metingen op dit spiegeltje kunnen dus slechts ter orienteering dienen.

§ 19. Een uit de bovengenoemde (§ 18) kuben, aan een staafje kobalt geslepen spiegel had de volgende optische constanten:

Massief kobaltspiegeltje.

$\lambda_1 = 0.618\,\mu$	$I = 76°33'$	$H = 30°49'$	
$\lambda_2 = 0.540\,\mu$	$I = 75°20'$	$H = 31°23'$	(XV).
$\lambda_3 = 0.460\,\mu$	$I = 73°44'$	$H = 31°27'$	

De bepalingen van Quincke [1]) stemmen hiermee volkomen overeen. Drude's [2]) bepalingen geven voor D-licht:

$$I = 78°5' \qquad H = 31°40'.$$

Drude heeft echter zijn kobaltoppervlak met amarilpapier 0000 geheel afgeschuurd. Ik heb er mij van overtuigd, dat bij dezelfde behandeling van het door mij onderzochte kobalt de constanten waarden krijgen dichter bij die, welke Drude opgeeft. Het spiegeloppervlak is dan echter niet volkomen genoeg om er de nul- en minimumdraaiingen op te verrichten.

§ 20. Een spiegeltje, uit dezelfde kuben, maar als

1) Quincke, Pogg. Ann. Jubelband, p. 342.
2) Drude, Wien. Ann. Bd. 39, p. 34, 1890.

schijfje gebruikt, had de volgende constanten voor licht van de golflengte λ_2:

$$\lambda_2 = 0.540\,\mu \qquad I = 75°31' \qquad H = 30°48' \quad \text{(XVI)}.$$

§ 21. Een spiegel, waarop metingen met wit licht zijn verricht geworden, had tot optische constanten voor D-licht:

$$I = 76°23' \qquad H = 29°31' \quad . \quad . \quad \text{(XVII)}.$$

§ 22. Ten slotte waren de optische constanten voor den spiegel, waarop de nauwkeurigste dispersiemetingen zijn verricht de volgende:

$$\left.\begin{array}{lll} \lambda_1 = 0.618\,\mu & I = 76°11' & H = 30°24' \\ \lambda_3 = 0.460\,\mu & I = 73°8' & H = 31°44' \end{array}\right\} \text{(XVIII)}$$

§ 23. Eigen metingen. De metingen zijn verricht volgens de in het eerste hoofdstuk en § 10 aangegeven methoden en met de daar vermeldde hulpmiddelen. De gebruikte spiegels zijn boven (§§ 18—22) gekarakteriseerd door hunne optische constanten. Daar deze echter gedurende de meting der draaiingen kunnen veranderen (verg. § 11), zoo heb ik bij de definitieve metingen altijd aan 't begin en aan 't eind van een reeks, metingen met den compensator verricht. Bij de met de spiegels van §§ 21 en 22 verrichte metingen is hierop nauwlettend achtgeslagen. De berekening der eindresultaten werd altijd herhaald met de gemiddelde waarden der optische

constanten (verg. § 12). Ik stelde mij tot regel die reeksen van waarnemingen te verwerpen, welke op een spiegel waren verricht, waarvan de verandering in den hoofdinvalshoek gedurende de waarnemingsreeksen meer dan 30′ bleek te bedragen.

§ 24. Bij mijne metingen werden steeds de dubbele minimum- en nuldraaiingen bepaald door den spiegel eerst in de eene, dan in de andere richting te magnetiseeren. Door middel van deze draaiingen kan men dan de amplitude en de phase, μ en m, der magnetische lichtcomponente berekenen uit de vroeger gegeven eenvoudige formules (verg. § 4). Dan moet echter aan de voor de hand liggende onderstelling voldaan worden, dat μ bij omkeering der magnetisatie van teeken verandert, doch m daarbij dezelfde waarde behoudt. Dr. Sissingh [1]) heeft door zijne metingen de juistheid dezer onderstelling bewezen. Ik wenschte te zien in hoeverre met mijn toestel dezelfde uitkomst kon worden verkregen; te meer omdat aldus de symmetrischen bouw van den geheelen toestel kon worden beoordeeld. Maar het bleek al spoedig, dat het niet goed mogelijk was dit plan uit te voeren, daar de ontmagnetiseering van den spiegel te wenschen overliet. Nu eens was deze noord- dan zuid-

---

1) Sissingh, t, a. p. p. 27.

magnetisch; blijkbaar vloeide dit voort uit de min of meer toevallige omstandigheden in de ontmagnetiseering. Neemt men dus het gemiddelde uit eenige reeksen van proeven, dan kan de uitkomst onafhankelijk van 't toevallige residueele magnetisme zijn. Als voorbeeld diene de volgende lijst, waarin zijn opgenomen de eindresultaten van de minimum-draaiingen van den polarisator bij $i = 50^\circ$ en bij verschillende sterkte van magnetiseering.

bij + magnetisatie.	bij — magnetisatie.	
−11.3	+ 9.1	
− 2.5	+ 4.6	
− 6.8	+ 5.1	
−10.2	+11.4	
− 7.0	+ 6.1	. . (XIX)
− 6.5	+ 8.5	
− 9.5	+ 8.5	
−13.0	+14.6	
− 8.7	+ 8.5	

Hierbij is $1' = 1.3$ schaaldeel.

Ik heb mij in een paar gevallen overtuigd door directe meting van 't magnetisch moment van de kern van den electromagneet, dat het verschil tusschen de beide kolommen uit de magnetisatie des spiegels volkomen kon worden verklaard.

De electromagneet kon echter (verg. § 1) niet zonder

groot oponthoud door een anderen van weeker ijzer worden vervangen; ik heb daarom met den tot dusver gebruikten mijn onderzoek voortgezet. Eene nadere beschouwing leert, dat het residueel magnetisme geen invloed heeft op de juistheid van de bepaling der draaiingen, verricht op de wijze als in 't begin van deze § is aangegeven.

§ 25. Uitkomsten. Op het electrolytisch neergeslagen spiegeltje van § 18* heb ik met groen licht metingen verricht. De golflengte van dit licht was gemiddeld $\lambda = 0.540\mu$ (§ 5). De dubbele draaiingen in minuten zijn $i = 50°$, groen licht $\lambda = 0.540\mu$.

$$\psi^o_{ip} = -6.9 \quad \psi^o_{ia} = +9.7 \quad \psi^m_{ip} = -17.8 \quad \psi^m_{ia} = +12.8. \quad \text{(XX)}$$

Hieruit vindt men met behulp der in § 18 gegeven constanten

$$\left.\begin{array}{ll}\text{uit de nuldraaiingen} & m_i = 10°37' + 180° \\ \text{uit de minimumdraaiingen} & m_i = 23°22' + 180°\end{array}\right\} \quad \text{(XXI)}.$$

Gelijk trouwens verwacht werd (§ 18*), stemmen de volgens beide methoden verkregen uitkomsten niet goed overeen.

§ 26. Met groen licht ($\lambda = 0.540\mu$) werden op den massieven kobaltspiegel van § 19 metingen verricht.

Bij $i = 50°$ was ψ^o_{ia} bijna 0; ware dit werkelijk 't geval dan volgt daaruit:

$$\lambda_2 = 0.540\mu \qquad m_i = 25°9' + 180°. \quad \text{(XXII)}.$$

Bij den invalshoek $i = 60°$ werd gevonden

ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	
−26.4	+15.8⁵	−20.3	+3.9⁵	(XXIII).

Men kan zoowel de phasen als de amplituden uit ieder der systemen afleiden en vindt:

uit de nuldraaiingen:

$m_i = 32°30' + 180°$ $\mu = 0.00227$

uit de minimumdraaiingen: (XXIV).

$m_i = 33°37' + 180°$ $\mu_i = 0.00244$

Inderdaad een goede overeenstemming voor de phasen tusschen de 2 methodes. De vraag doet zich echter voor, welke methode de nauwkeurigste uitkomsten oplevert. Het blijkt dat bij $i = 60°$, de minimumdraaiingen de nauwkeurigste waarde voor de amplitude, de nuldraaiingen voor de phase geven. Als voorbeeld geef ik hieronder de uitkomsten, waartoe eene berekening met de * aangeduide waarden voert, vergeleken met de uitkomsten, afgeleid uit de werkelijk waargenomen grootheden:

$i = 60°$ $\lambda = 0.540\ \mu$

ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	$180°+m$	$\mu \times 10^3$		
−26.4	+15.8⁵	−20.3	+3.9⁵	32°30′	2.27	uit ψ^o	(XXV).
−26.8*	+15.8*	−21.0*	+3.8⁵	*31°54′	2.39*		
				33°37′	2.44	uit ψ^m	
				*34°55′	2.48*		

Berekent men nu de phase uit de nuldraaiingen, de amplitude, met behulp van de gevonden phase, uit de minimumdraaiingen, dan geeft dit:

$$i = 60^\circ \quad \lambda_2 = 0.540\,\mu \quad m_i = 32^\circ 30' + 180^\circ \quad m_i = 0.00241 \text{ (XXVI)},$$

eveneens bij $i = 72^\circ$ uit:

ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}
-20.4	$+10.3$

$$i = 72^\circ \quad \lambda_2 = 0.540\,\mu \quad m_i = 45^\circ 5' + 180^\circ \quad \mu = 0.00196 \text{ (XXVII)}.$$

Daar de phase uit de minimumdraaiingen is afgeleid, is de bepaling ervan niet zeer nauwkeurig.

§ 27. Alle vroegere waarnemers, die eenigszins uitvoerig nul- en minimumdraaiingen hebben verricht, geven aan, dat tusschen de numerieke waarden de betrekkingen bestaan $\psi^{m(o)}_{ip} = \psi^{m(o)}_{ia}$ en $\psi^{m(o)}_{ia} = \psi^{m(o)}_{ip}$. Mijne waarnemingen op ijzer bevestigen dit ook volkomen (§ 11). Metingen op den spiegel van § 20 met groen licht van $\lambda_2 = 0.540\,\mu$ verricht, konden mij een oogenblik doen twijfelen aan de juistheid dezer betrekkingen bij reflexie op kobalt. Immers bij $i = 60^\circ$ werden de volgende uitkomsten verkregen:

ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}
-8.0^5	$+15.4^5$	-15.3	$+22.7$
ψ^o_{ia}	ψ^o_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^m_{ip}
$+3.3^5$	$+19.0$	$+12.4$	-19.9

Daar deze waarnemingen met groen licht zijn verricht is echter, ten deele uit de moeilijkheid instellingen met zwak licht te doen, ten deele uit een, zooals mij te laat bleek, niet juist gecentreerden stand van den submagneet, de afwijking van de bovengenoemde betrekkingen te verklaren. Bovendien zal de schijfvorm van het spiegeltje misschien hebben meegewerkt om de magnetisatie minder homogeen te maken.

De uitkomsten die men krijgt in de onderstelling, dat de toevallige fouten hier de afwijking hebben teweeg gebracht en die dus alleen onder reserve te gebruiken zijn, zijn de volgende:

		$m - 180°$	μ
$i = 60°$	$\lambda_2 = 0.540\,\mu$	27°33′	2.00×10^{-8}

De magnetisatie I bedroeg hierbij ongeveer 580 C. G. S.

§ 28. Gelukkig bevestigen de latere uitkomsten binnen de grenzen der waarnemingsfouten geheel de juistheid der in de vorige § genoemde betrekkingen. Ik heb met wit licht[1]), wegens de grootere nauwkeurigheid der instellingen, bij 3 hoeken metingen verricht op den spiegel van § 21. Bij één hoek, $i = 60°$, zal ik uitvoeriger de uitkomsten mededeelen. De draaiingen in minuten waren:

---

1) Er is hierbij weinig kleuring van 't streepje op te merken, zie § 13.

ψ^m_{ia}	ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^m_{ip}	
$+19.9$	-12.3	$+13.2$	-19.6	(XXVIII).
20.7	12.3	13.2	19.3	

De onder elkaar staande getallen geven de draaiingen in den tegenstand der Nicols aan [1]).

Bij de moeilijker nuldraaiingen waren de uitkomsten aldus:

ψ^o_{ia}	ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	ψ^o_{ip}	
$+16.6$	-3.3	$+5.2$	-15.1	(XXIX).
16.6	2.6	4.5	17.7	

Ten einde dus nauwkeuriger uitkomsten te verkrijgen, mogen nu de gemiddelde waarden van ψ^o_{ip} en ψ^o_{ia} etc. worden genomen. Die eindgemiddelden der ψ's zullen in 't vervolg aldus worden aangeduid: $[\psi]$.

De uitkomsten der waarnemingenmet wit licht bij 3 hoeken verricht, om een later nader te vermelden reden (§ 32), zijn:

	$[\psi^o_{ia}]$	$[\psi^o_{ip}]$	$[\psi^m_{ia}]$	$[\psi^m_{ip}]$	$m-180°$	μ	
$i=45°$	$+17.5$	$+1.4$	$+15.0^5$	-11.8	20°34′	1.58×10^{-8}	
$i=60°$	$+16.5$	-3.9	$+19.9$	-12.7^5	27°40′	1.50×10^{-8}	(XXX).
$i=73°$	$+15.4$	-8.7^5	$+18.3$	-11.2	37°55′	1.17×10^{-8}	

De waarnemingen bij de verschillende invalshoeken

---

1) Vg. Sissingh, Dissertatie, p. 24.

zijn niet bij dezelfde magnetisaties verricht. De amplitudes zijn daarom op de magnetisatie I = 430 C. G. S. herleid. Steeds werden aan 't begin en 't eind van een reeks de optische constanten bepaald (§ 12 en 23). In 't algemeen zijn de veranderingen slechts klein geweest. Als voorbeeld neem ik de bepaling der optische constanten vóór en na de metingen bij $i = 73°$.

Vóór de metingen waren I = 76°0′ H = 29°30′ D-licht.
Na „ „ „ I = 75°55′ H = 29°58′ „

De metingen in deze § vermeld zijn gebruikt bij het onderzoek naar de standvastigheid van het Sissingh'sche phaseverschil (§ 32).

§ 29. Metingen over Dispersie zijn verricht met de 3 kleuren van §§ 18 en 19.

De gebruikte spiegels zijn die van §§ 19 en 22. Alleen de uitkomsten der metingen met den laatstgenoemden spiegel verkregen zijn geheel te vertrouwen. Er zijn hiervoor voornamelijk twee redenen. De metingen toch op den spiegel van § 19 zijn alleen verricht met licht *II* aan 't invalsvlak gepolariseerd. Ook is daarbij niet telkens, na afloop der metingen met één kleur de waarde der optische constanten bepaald. Bovendien is 't mogelijk dat de submagneet niet juist centrisch voor 't spiegeloppervlak heeft gestaan. De optische constanten bleken ook vrij groote veranderingen te hebben ondergaan, toen aan 't eind der reeks de bepaling herhaald werd. De

moeilijkheid der instellingen maakt, dat voor iedere afzonderlijk geruime tijd noodig is, zoodat de klos vrij warm werd indien men niet een uur tusschen iedere 6 instellingen bijv. liet voorbij gaan. Bij het bewerken van het prijsantwoord was mij dit onmogelijk. De bepalingen van § 31 zijn onder gunstiger omstandigheden verricht.

§ 30. Op den spiegel van § 19 zijn voor 3 kleuren (§ 18 en 19) bij den invalshoek $i = 60°$ metingen verricht.

Kleur.	ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	$m-180°$	μ	
λ_1	$+25.6$	-16.4	-15.8	$+7.4$	22°33′	2.30×10^{-3}	
λ_2	$+26.4$	-15.8^{5}	-20.3	$+3.9^{5}$	32°30′	2.41×10^{-3}	(XXXI).
λ_3	$+23.3$	-14.3	-19.1	$+4.9$	33°55′	2.18×10^{-3}	

§ 31. De uitkomsten die het grootste vertrouwen verdienen zijn echter door terugkaatsing op den spiegel van § 22 verkregen. De einduitkomsten (§ 28) der draaiingen en de daaruit berekende resultaten (§ 23) voor rood en blauw licht zijn hieronder opgenomen. De invalshoek was $i = 60°$.

Kleur.	$[\psi^o_{ip}]$	$[\psi^o_{ia}]$	$[\psi^m_{ia}]$	$[\psi^m_{ip}]$	$m-180°$	μ	
λ_1	-4.9	$+14.6^{5}$	$+21.2^{5}$	-13.2	25°56′	1.89×10^{-3}	(XXXII).
λ_3	-4.2	$+16.9$	$+21.2$	-11.4	35°45′	1.77×10^{-3}	

Aan het eind der waarnemingen met blauw licht verricht bleek, dat de hoofdinvalshoek slechts 4′ was verminderd. De spiegel was dus bijna geheel in denzelfden

toestand als bij de waarnemingen met rood licht. Hierdoor worden de dispersie-waarnemingen volkomen vergelijkbaar en wordt de juistheid der gevolgtrekkingen van § 33 duidelijk in 't licht gesteld.

§ 32. **Vergelijking der verkregen uitkomsten met de theorie.** Met de formules van Van Loghem (zie § 14 en Inleiding) heb ik met de gevonden optische constanten de phase en de amplitude berekend. Ik laat hier volgen eene vergelijking dier berekening met het resultaat der berekening van mijne waarnemingen. De metingen met groen licht op het massieve kobaltspiegeltje van § 19 gaven de volgende uitkomsten:

Massief kobaltspiegeltje $\lambda = 0.540\mu$:

Invals-hoek.	waargen. $m-180°$.	berekend $m-180°$.	μ waargen.	μ berek.	S.	$\frac{\mu \text{ waargen.}}{\mu \text{ berekend.}}$
50°	(25°9′)	−22°21′			(47°30′)	
60°	32°30′	−16°53′	2.41×10^{-8}	$2.44A$	49°23′	$0.99 \times \frac{10^{-8}}{A}$
72°	45°51′	− 6°44′	1.96×10^{-8}	$2.02A$	51°49′	$0.97 \times \frac{10^{-8}}{A}$

(XXXIII).

De phase-verschillen bij 50° en 72° zijn minder nauwkeurig om redenen, die in § 39 zijn vermeld.

Uit deze metingen blijkt reeds, dat de Sissingh'sche phase vrijwel constant kan zijn.

De magnetisatie was ongeveer 700 C. G. S. eenheden.

Ik heb echter dit punt nader onderzocht ook in verband met eenige door Drude verrichtte waarnemingen (zie § 35). Met wit licht heb ik metingen (zie § 28) op den spiegel van § 21 verricht. De einduitkomstén zijn wat de amplitude betreft, gereduceerd op de magnetisatie I = 430 c. g. s. De optische constanten zijn voortdurend gecontroleerd.

Massief kobaltspiegeltje, wit licht.

Invals-hoek.	waargen. $m—180°$.	berekend $m—180°$.	μ waargen.	μ berek.	S	$\frac{\mu \text{ waargen.}}{\mu \text{ berekend.}}$
45°	20°34′	−28°47′	1.58×10^{-8}	$2.76A$	49°21′	$0.57 \times \frac{10^{-8}}{A}$
60°	27°40′	−21°49′	1.50×10^{-8}	$2.71A$	49°29′	$0.56 \times \frac{10^{-8}}{A}$
73°	37°55′	−11°43′	1.17×10^{-8}	$2.18A$	49°38′	$0.54 \times \frac{10^{-8}}{A}$

(XXXIV).

Deze waarnemingen bewijzen dus, dat 't Sissingh'sche phaseverschil ook bij kobalt binnen ruime grenzen zeker nagenoeg constant is en bevestigen ook de daarvoor boven gegeven waarden (verg. Inleiding).

§ 33. De berekening van de in § 30 vermelde waarnemingen over de dispersie van 't Kerr-verschijnsel geeft de volgende uitkomsten:

Kobaltspiegel van § 19 $i = 60°$ $I = 700$ c. g. s.

Kleur.	waargen. m—180°.	berek. m—180°.	μ waargen.	μ berek.	S	$\frac{\mu \text{ waargen.}}{\mu \text{ berekend.}}$	
λ_1	22°33′	−18°39′	2.30×10^{-8}	$2.77A$	41°12′	$0.83 \times \frac{10^{-8}}{A}$	
λ_2	32°30′	−16°53′	2.41×10^{-8}	$2.44A$	49°23′	$0.99 \times \frac{10^{-8}}{A}$	(XXXV).
λ_3	33°55′	−16°56′	2.18×10^{-8}	$2.03A$	50°51′	$1.07 \times \frac{10^{-8}}{A}$	

Intusschen kan men tegen enkele waarnemingen, waarop deze uitkomsten berusten, bezwaren aanvoeren, ontleend aan § 29. De metingen op den spiegel van §§ 22 en 31 zijn daarvan geheel vrij. Zooals reeds vermeld is (§ 31), was ook aan 't eind der metingen met blauw licht het spiegeloppervlak nog hetzelfde als bij die met rood licht. Het bedrag der dispersie wordt dus alleen door metingen op den laatstgenoemden spiegel juist gegeven. Waarschijnlijk is vooral de meting met rood licht op den spiegel ven § 19 onjuist geweest. De einduitkomsten zijn:

Kobaltspiegel van § 22. $i = 60°$ $I = 570$ c. g. s.

Kleur.	waargen. m—180°.	berek. m—180°.	μ waargen.	μ berek.	S	$\frac{\mu \text{ waargen.}}{\mu \text{ berekend.}}$	
λ_1	25°56′	−19°36′	1.89×10^{-8}	$2.66A$	45°32′	$0.71 \times \frac{10^{-8}}{A}$	(XXXVI).
λ_3	35°45′	−16°10′	1.77×10^{-8}	$1.91A$	51°55′	$0.93 \times \frac{10^{-8}}{A}$	

Deze laatste waarnemingen bewijzen dus de vroeger [1]) uit reeks XXXV voorloopig afgeleide uitkomst, dat de Sissingh'sche phase voor licht van verschillende golflengte een verschillende waarde heeft. Men kan dus niet de verschijnselen beschrijven door de dispersie der optische constanten in rekening te brengen met behulp van één bepaalde waarde der Sissingh'sche phase (b. v. die voor D-licht), maar 't wordt noodzakelijk voor iedere kleur de waarde ervan aan te geven. De verandering der Sissingh'sche phase met de golflengte bewijst dus, dat er eene magneto-optische phasen-dispersie bestaat. Met 't toenemen der golflengte neemt 't bedrag der phase af. Kobalt en ijzer stemmen, wat dit betreft, overeen (§ 15). Maar terwijl bij ijzer de magneto-optische phasen-dispersie 9° bedraagt (§ 15), is bij kobalt de waarde bij gelijk verschil verschil der golflengten slechts ongeveer 6.5°. In 't algemeen schijnt bij hiermede samenhangende verschijnselen de invloed van verandering der golflengte grooter te zijn bij ijzer dan bij kobalt; de metingen van du Bois [2]) over polaire normale reflexie en van Lobach [3]), over de rotatiedispersie in ijzer en kobalt, toonen dit duidelijk aan.

De reeksen XXXV en XXXVI komen, wat de am-

---

1) Zitting der Kon. Acad. 25 Juni '92.
2) du Bois, Wied. Ann. Bd. 39, p. 38, 1890.
3) Lobach, " " " 39, p. 347, 1890.

plituden betreft, nauwkeurig met elkaar overeen, als men de verschillende magnetisaties in aanmerking neemt. Ze laten geen twijfel toe aan het bestaan eener magneto-optische amplituden-dispersie. Men kan het bedrag hiervan natuurlijk niet streng afleiden uit de dispersie der draaiingen bij normalen inval, daar ook dan het licht elliptisch gepolariseerd is en dus eene bepaling der phase vooraf moet gaan [1]).

§ 34. Goldhammer heeft, zooals in de Inleiding is gezegd, kort geleden eene nieuwe theorie van Kerr's verschijnsel gegeven [2]). Hij voert daarbij 't Sissingh'sche phaseverschil S als eene constante $= - \delta$ in zijne formules in. De eindformules worden dezelfde als die van de theorie van Prof. Lorentz; behalve dat de uitdrukking voor de phase verschilt met het constante bedrag $- \delta$. Hierdoor wordt, zooals uit het voorgaande gebleken is, de overeenstemming met de waarneming geheel bereikt.

Eenigen tijd na Goldhammer heeft Drude [1]) eveneens eene nieuwe theorie gegeven, waarin, in plaats van een complexe grootheid, d. w. z. 2 magneto-optische constanten, die in Goldhammer's differentiaalvergelijkingen voor-

---

1) Het licht is echter slechts zwak elliptisch. (vg. Kundt Wied Ann. Bd. 23, p. 228 § 5). De phase onder normalen inval heb ik voor ijzer op ongeveer 39°, voor kobalt op 14° berekend.

2) Goldhammer, Wied. Ann. Bd. 46, p. 71, 1892.

3) Drude, „ „ „ 46, „ 353, 1892.

komen, slechts ééne constante wordt ingevoerd. Zoo eenvoudig kan echter het Kerr-verschijnsel niet worden beschreven. Dan zou, zooals Goldhammer heeft opgemerkt, het Sissingh'sche phaseverschil uit één der gewone optische constanten van den spiegel kunnen worden berekend door de formules:

$$2\,O - \delta = \pi, \qquad 2\,\pi \;.\;.\;.\;.$$

waarin O, de door Eisenlohr ingevoerde, in Lorentz's theorie τ genaamde grootheid is. Goldhammer [1]) heeft reeds uit mijne voorloopige waarnemingen, - waaruit $S = 50°$ volgde, terwijl Drude's theorie $S = 60°$ geeft, het besluit getrokken dat Drude's theorie onjuist is. Mijne latere waarnemingen bevestigen het vroeger gevondene. Zoo volgt uit mijne laatste dispersiemetingen op een spiegel waarbij, voor rood licht $\tau = 58°17'$ was, $S = 45°32'$. Drude's theorie geeft $S = 61°26'$. Buitendien geeft de theorie van Drude een dispersie in een zin tegensteld aan dien, welke uit mijne metingen volgt. Het Sissingh'sche phaseverschil is volgens mijne metingen grooter voor blauw dan voor rood licht, terwijl Drude's theorie 't omgekeerde eischt.

§ 35. **Resultaten van vroegere waarnemers.** Alleen uit de onlangs door Drude [1]) medegedeelde me-

---

1) Goldhammer, Wied. Ann. Bd. 47, p. 345, 1892.

2) Drude t. a. p., pag. 397.

tingen over aequatoriale reflexie kan men phase en amplitude van den magnetischen lichtcomponent afleiden. De metingen van andere waarnemers stellen daartoe, zooals in de Inleiding is opgemerkt, niet in staat. De op Drude's metingen toegepaste berekening [1]) voert tot waarden van S die schommelen tusschen 11°39′ en 54°15′. De verhouding tusschen waargenomen en berekende amplitudo's voert tot constanten die tusschen 6.2 en 0.9 liggen. Men zou dus op 't eerste gezicht meenen dat Drude's waarnemingen de standvastigheid van S tegenspraken, maar zijne waarnemingen zijn minimumdraaiingen, waarbij de waarnemingsfouten, bij de meeste invalshoeken, van veel meer invloed dan bij de nuldraaiingen op de waarde van het Sissingh'sche phaseverschil zijn. De door mij in § 28 medegedeelde metingen zullen echter over de juistheid van de gevolgtrekking van § 32 wel geen twijfel laten bestaan.

---

1) Zie Zitting der Kon. Akad. 29 Oct. '92.

VIERDE HOOFDSTUK.

Onderzoek der polaire terugkaatsing op nikkel.

§ 36. Het materiaal. Over de verschillende wijzen waarop ik vergeefs getracht heb, mij nikkelspiegels van voldoende vlakheid en zuiverheid te verschaffen, wil ik hier zeer kort zijn. Vernikkeling van gepolijste ijzerspiegels en polijsting van vernikkelde oppervlakken hebben mij geen goede resultaten opgeleverd. Op de wijze als bij kobalt (§ 18) is vermeld, heb ik ook getracht langs electrolytischen weg spiegels te maken op het Kundt'sche spiegelglas. Het bad was een zoogenaamd amerikaansch nikkelbad, samengesteld uit een oplossing van zwavelzuurnikkeloxyduulammoniak met toegevoegd citroenzuur en zwavelzure ammonia. De afmetingen der spiegels zijn als bij kobalt is aangegeven.

4

Voor D-licht waren de optische constanten:

$$\lambda = 0.589\,\mu \qquad I = 74°16' \qquad H = 32°34'.$$

§ 37. Mond, Langer en Quincke [1]) hebben in 1890 ontdekt dat de damp van nikkelkooloxyde de eigenschap bezit, om door een verwarmde buis geleid zich als spiegel af te scheiden. Soms gelukt 't ook een spiegelend oppervlak te krijgen aan de van 't glas afgekeerde zijde. Prof. Hoogewerff te Delft heeft voor mij de welwillendheid gehad op glasplaatjes, die ik daartoe had laten slijpen, dergelijke spiegels af te laten zetten. Het beste der spiegels had tot optische constanten voor D-licht:

$$\lambda = 0.589\,\mu \qquad I = 71°16' \qquad H = 33°52'.$$

Deze getallen wijken zeer sterk af van de door Quincke, Drude en anderen gevonden waarden. De fraaiste nikkelspiegels heb ik ten slotte verkregen door polijsten van schijfjes uit een stuk zuiver nikkel gesneden. Ik heb echter geen tijd gehad daarop verdere metingen te doen.

§ 31. Eigen metingen en uitkomsten. Metingen op 't spiegeltje van § 36 gaven met D-licht de volgende resultaten:

	ψ^o_{ip}	ψ^o_{ia}	ψ^m_{ip}	ψ^m_{ia}	$m-180°$	μ
$\lambda = 0.589\mu$	-7.1	$+6.5$	$-11.8'$	-9.7	$11°40'$	1.20×10^{-3}

1) Mond. Langer a Quincke, Journal Chem. Soc. vol. 57, p. 749, 1890.

De phase is hierbij uit de nuldraaiingen berekend, de amplitude uit de minimumdraaiingen.

§ 39. De berekening, verricht met de optische constanten van § 36, geeft de volgende resultaten:

kleur	berekend $m - 180°$.	waargen. $m - 180°$.	μ waargen.	μ berek.	S	$\frac{\mu \text{ waargen.}}{\mu \text{ berek.}}$
$\lambda = 0.589\,\mu$	$-19°30'$	$11°40'$	1.20×10^{-8}	$2.32\,A$	$30°10'$	$0.52 \times \frac{10^{-8}}{A}$.

Deze bepaling van 't Sissingh'sche phaseverschil stelt ons in allen gevalle in staat, vooruit te beoordeelen welke hoeken bij verder onderzoek gekozen moeten worden.

§ 40. De resultaten van andere waarnemers. Dr. Sissingh heeft Kundt's [1]) waarnemingen over aequatoriale terugkaatsing op nikkel berekend. De uitkomst van deze berekening, uitgevoerd met Quincke's optische constanten, geeft voor 't Sissingh'sche phaseverschil waarden, die tusschen 15° en 25° liggen (met uitsluiting van één waarde van 86°) en waarvan het gemiddelde 21° is. Intusschen zijn door Kundt geen nuldraaiingen verricht, die voor een phasebepaling meestal de voorkeur verdienen.

§ 41. De in den allerlaatsten tijd gepubliceerde waarnemingen van Drude [2]), geven mij bij de berekening

---

1) Kundt, Wied. Ann. Bd. 23, pag. 241, 1884.
2) Drude, Wied. Ann. Bd. 46. p. 398 1892.

waarden van S die tusschen 30° en 78° schommelen; sluit men die laatste waarde uit, dan krijgt men als gemiddelde waarde voor S 36°. Deze waarde wijkt èchter ook zeer sterk van de uit Drude's eigen theorie volgende waarde voor S van ongeveer 60° af (zie § 34).

VIJFDE HOOFDSTUK.

Besluit.

§ 42. Ik wil mij ten slotte veroorloven de richting te schetsen, waarin zich het verder onderzoek zal moeten bewegen.

Voor de hand ligt zeker het onderzoek naar de standvastigheid der Sissingh'sche phase tot het geval van normale polaire reflexie uittebreiden. Met bepaalde wijzigingen kan ook dan van de bij andere invalshoeken gebezigde methoden gebruik worden gemaakt, wanneer men een evenwijdig aan de as geslepen kwartsplaatje van groote volkomenheid bezit. Dit plaatje moet aan de duidelijkheid van het wolkje, dat als instellingscriterium gebruikt wordt, geen afbreuk doen. Dit plaatje is gereed en het onderzoek kan dus spoedig worden voortgezet. Is eenmaal de phase bij kobalt onder normalen inval bepaald, dan kan men du Bois' resultaten bij den invals-

hoek van 0°, ter vaststelling der magnetisatie, verbinden met onze uitkomsten bij andere invalshoeken. Het onderzoek der aequatoriale terugkaatsing, dat dan ter aansluiting nog overblijft, zal bij kobalt minder bezwaar dan bij ijzer opleveren, omdat de phasebepaling bij dit metaal minder aan waarnemingsfouten onderhevig is. Dit hangt samen met de waarde van het Sissingh'sche phaseverschil. Bij ijzer en nikkel kan men dan volstaan met metingen voor verschillend gekleurd licht bij één hoek. Is dit onderzoek voltooid dan wordt het de vraag in hoeverre of het onderzoek van 't door dunne laagjes der 3 sterk magnetische metalen teruggekaatste en doorgelaten licht nog nieuwe gezichtspunten zal opleveren. Het grondig onderzoek der genoemde onderwerpen, dat zeker veel tot onze kennis van de lichtbeweging in de metalen kan bijdragen, zal echter wel een arbeid van meer dan 2 jaren vorderen.

Een uitlokkend onderzoek zou het verder zijn om na te gaan of bij licht van sommige golflengten (ook infrarood en ultraviolet) zich een bijzonder sterke magneto-optische absorptie vertoont. Zou het mogelijk blijken uit zulke absorptiestrepen iets af te leiden over de trillingstijden der als ionenbeweging beschouwde moleculairstroomen van Ampère?

STELLINGEN.

STELLINGEN.

I.

De door Righi bij zijn onderzoek der polaire reflexie (Ann. de Chim. et de Pays. (6) T. 4 p. 437) gebruikte spiegel was geoxydeerd.

II.

Aan de opvatting van den electrischen stroom als een progressie- of wel als een rotatie-verschijnsel, moet noodzakelijk beantwoorden de opvatting van de magnetische kracht als een rotatie- resp. progressie-verschijnsel.

III.

De door de Metz (Wied. Ann. Bd. 47 p. 723) bij zijne proeven over de samendrukbaarheid van kwik aange-

brachte correctie, voor de samendrukking van den wand van het piëzometervat, volgens hem door Guillaume 't eerst aangebracht, was reeds vroeger door Mees gevonden.

IV.

De aether gedraagt zich als de vaste stoffen bij de proeven van Tresca (C. R. T. 59—T. 64).

V.

Metingen over 't verschijnsel van Kerr in zeer sterk magnetische velden, zullen het bestaan der stroomen van Ampère kunnen bewijzen.

VI.

Naar aanleiding van Dewar's meting van de magnetische eigenschappen der vloeibare zuurstof, heeft men 't vermoeden uitgesproken, (Lodge) dat daarbij het verschijnsel van Kerr zou zijn waar te nemen. Het is niet waarschijnlijk dat men met onze tegenwoordige hulpmiddelen 't bestaan hiervan zal kunnen aantoonen.

VII.

Bij proeven met den bolometer in 't infra-roode deel van het spectrum moet bewezen worden, dat de zwarte laag op den receptor de stralen, van de bij het onderzoek gebruikte golflengten, absorbeert.

VIII.

Het is niet noodzakelijk om op grond van het bijzondere door Lord Kelvin bedachte geval de wet van Boltzmann-Maxwell te laten vallen.

IX.

Het is waarschijnlijk, dat de verbindingslijn van twee punten van een vast lichaam niet even lang blijft indien zij eerst evenwijdig aan de bewegingsrichting der aarde loopt en vervolgens loodrecht daarop wordt geplaatst.

X.

De betrekkingen, die bestaan tusschen de analysator- en polarisator-draaiingen wanneer licht evenwijdig aan resp. loodrecht op 't invalsvlak is gepolariseerd (§ 27, $\psi^m_{ip} = \psi^m_{ln}$ etc.), kunnen onder bepaalde onderstellingen worden afgeleid uit het algemeene theorema van wederkeerigheid door Helmholtz uitgesproken (Physiol. Optik. p. 207. 2 Ausg.).

XI.

De bewegingsmomenten verdienen in de mechanica meer aandacht, dan daaraan gewoonlijk geschonken wordt.

XII.

The student who uses home-made apparatus, which is always going wrong, often learns more than one who has the use of carefully adjusted instruments which he is apt to trust, and which he dares not take to pieces.

(Maxwell).

41 * 329